

01;05;06;09

## Изменение магнитной структуры ансамблей однодоменных частиц и их отклик на радиоимпульс поля

© Л.Н. Котов<sup>1</sup>, Л.С. Носов<sup>1</sup>, Ф.Ф. Асадуллин<sup>2</sup><sup>1</sup> Сыктывкарский государственный университет,  
167001 Сыктывкар, Россия<sup>2</sup> Сыктывкарский лесной институт,  
167001 Сыктывкар, Россия  
e-mail: nosov@syksu.ru

(Поступило в Редакцию 11 апреля 2007 г.)

Получено численное решение системы уравнений в форме Гильберта, описывающее движение вектора намагниченности в ансамбле взаимодействующих магнитных наночастиц в случае больших амплитуд радиоимпульсов поля. На основе решения исследовано поведение магнитной структуры ансамблей частиц в форме шара, обладающих кубической анизотропией в зависимости от параметров переменного поля. Показано, что это явление носит пороговый характер. Определена зависимость пороговой амплитуды поля от частоты воздействия и величины магнитного взаимодействия. Показано, что изменение магнитной структуры ансамблей взаимодействующих частиц сопровождается изменением спектра отклика. Это явление может быть использовано для радиоимпульсной записи и считывания информации на основе явления ферромагнитного резонанса.

PACS: 75.40.Mg, 75.50.+g, 75.60.Jk, 75.50.Ss

### Введение

Ансамбли нано- и субмикронных ферромагнитных частиц привлекают все большее внимание исследователей [1–5]. Это связано с тем, что ансамбли ферромагнитных частиц с различной топологией (например, трехмерные решетки различной конфигурации) могут быть использованы в качестве носителей информации. Одним из альтернативных носителей информации может быть ансамбль независимых однодоменных ориентированных ферромагнитных частиц [2]. В этом случае каждая частица или группа частиц с одинаковой резонансной частотой соответствует одному биту информации в соответствии с ее или их направлением намагниченности. Запись бита информации заключается в изменении направления намагниченности этой частицы или группы частиц. Метод считывания информации с такого ансамбля предполагает возбуждение определенных частиц ансамбля маломощным радиоимпульсом магнитного поля на частоте ферромагнитного резонанса (ФМР). Вся информация считывается при сканировании частоты переменного поля: наличие отклика на определенной частоте соответствует логической единице, а его отсутствие — логическому нулю [2–4]. Для осуществления записи информации необходима переориентация вектора намагниченности частицы из положения, параллельного одной легкой оси намагничивания, в положение перпендикулярной ей оси. Это можно осуществить мощным радиоимпульсом поля [1,2].

Задача переориентации на резонансных частотах в настоящее время очень мало исследована теоретически, а экспериментально проведены исследования лишь для одной частицы и при очень низкой температуре [5]. Ре-

зультаты моделирования записи информации указывают на то, что направление исследования записи и считывания от ансамбля частиц на основе явления ФМР будет одним из приоритетных направлений в будущем [1–5]. Поэтому основным подходом к решению этой задачи в настоящее время должен быть теоретический анализ и численное моделирование нелинейной динамики ансамблей ферромагнитных частиц. В работе [2] излагается метод решения задачи радиоимпульсной переориентации для частиц в форме эллипсоида вращения. В ней была показана возможность радиочастотной магнитной записи на ансамбль невзаимодействующих частиц и оценена плотность записи. При создании высокопрочного материала и с большой плотностью записи начинает оказывать большое влияние на эффективность возбуждения частиц радиоимпульсным полем взаимодействие между частицами, поэтому в данной работе учтено магнитное взаимодействие (далее будем называть его диполь-дипольным взаимодействием) между частицами при воздействии радиоимпульса магнитного поля на ансамбль магнитных частиц и при изменении ее структуры. В этом случае необходимо выяснить особенности механизма переориентации вектора намагниченности для взаимодействующих частиц. С этой целью необходимо исследовать поведение электромагнитного отклика ансамбля частиц при воздействии на него радиоимпульсного магнитного поля. Для этого важно определить зависимости формы спектров и амплитуды откликов от амплитуды, частоты мощного возбуждающего поля (поля записи, или поля, изменяющего магнитную структуру ансамбля частиц) и слабого (считывающего) поля, а также от параметров материала частиц и степени их взаимодействия.

## Основные уравнения

Исследуем поведение ансамбля из  $N$  однодоменных ферромагнитных частиц в радиочастотном магнитном поле  $\mathbf{H}_{\text{alt}} = \mathbf{h} \sin(\omega t)$  с частотой  $\omega$  при отсутствии постоянного внешнего поля. Для простоты рассмотрим частицы в форме шара, которые расположены в узлах кубической сверхрешетки с параметром  $a$ . Будем считать, что главные кристаллографические оси [001], [010] и [100] частиц сориентированы вдоль осей  $x$ ,  $y$  и  $z$  кубической сверхрешетки.

Плотность свободной энергии  $i$ -й частицы  $U^{(i)}$  может быть записана в виде суммы плотностей энергии кубической анизотропии, энергии диполь-дипольного взаимодействия и зеемановской энергии частицы в переменном магнитном поле линейной поляризации

$$U^{(i)} = U_{\text{an}}(\mathbf{m}_i) - \mathbf{M}\mathbf{H}_{\text{alt}} + \sum_{j \neq i} U_{\text{dd}}^{(j)}(\mathbf{m}_i, \mathbf{m}_j), \quad (1)$$

где  $U_{\text{an}}(\mathbf{m}) = K_1(m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2) + K_2 m_x^2 m_y^2 m_z^2$  — плотность энергии кубической анизотропии,  $K_1 > 0$ ,  $K_2 < 0$  — первая и вторая константы соответственно;  $\mathbf{m}_i = \mathbf{M}_i/M$  — вектор направляющих косинусов намагниченности  $\mathbf{M}_i$   $i$ -й частицы,  $M = |\mathbf{M}_i|$  — намагниченность насыщения, которая считается одинаковой для всех частиц ансамбля. Плотность энергии  $U_{\text{dd}}^{(j)}(\mathbf{m}_i, \mathbf{m}_j)$  диполь-дипольного взаимодействия  $i$ -й частицы с другой  $j$ -й частицей может быть записана в следующем виде [6]:

$$U_{\text{dd}}^{(j)}(\mathbf{m}_i, \mathbf{m}_j) = \frac{M^2 V_j}{r_{ij}^3} \times \left( (\mathbf{m}_i \mathbf{m}_j) - 3 \frac{(\mathbf{m}_i \mathbf{r}_{ij})(\mathbf{m}_j \mathbf{r}_{ij})}{r_{ij}^2} \right), \quad (2)$$

где  $V_j$  — объем  $j$ -й частицы;  $\mathbf{r}_{ij}$  — радиус-вектор, направленный от  $i$ -й к  $j$ -й частице,  $r_{ij} = |\mathbf{r}_{ij}|$ . Во всех вычислениях брались равные объемы частиц  $V_j \equiv V$ ,  $j \in [1, N]$ . Динамика намагниченности ансамбля частиц может быть описана уравнением Ландау–Лифшица с учетом затухания в форме Гильберта [6], которое после замены переменных записывается в виде

$$\frac{d\mathbf{m}_i}{dt^*} = -[\mathbf{m}_i \times \mathbf{H}_{\text{eff}}^{*(i)}] + \alpha \left[ \mathbf{m}_i \times \frac{d\mathbf{m}_i}{dt^*} \right], \quad i \in [1, N], \quad (3)$$

где  $t^* = t \cdot 2\gamma K_1/M$  — приведенное время;  $\gamma$  — гиромагнитное отношение;  $\mathbf{H}_{\text{eff}}^{*(i)} = -\delta U^{*(i)}/\delta \mathbf{m}_i$  — приведенное эффективное поле, действующее на намагниченность  $i$ -й частицы;  $U^{*(i)} = U^{(i)}/2K_1$  — приведенная плотность свободной энергии  $i$ -й частицы, где плотность свободной энергии  $U^{(i)}$  определяется из (1);  $\alpha$  — безразмерный параметр затухания. Приведенное эффективное поле диполь-дипольного взаимодействия, действующее на намагниченность  $i$ -й частицы, может быть представлено как

$$\mathbf{H}_{\text{dd}}^{*(i)} = - \sum_{j \neq i} \frac{M^2 V_j}{2K_1 r_{ij}^3} \left( \mathbf{m}_j - 3 \frac{\mathbf{r}_{ij}(\mathbf{m}_j \mathbf{r}_{ij})}{r_{ij}^2} \right). \quad (4)$$

С учетом (1), (2), (4), для описания динамики намагниченности получается самосогласованная система из  $N$  уравнений (3). Аналитическое решение этой системы можно получить только в некоторых упрощенных случаях. Поэтому система уравнений (3) решалась численно, с использованием метода Рунге–Кутты 7–8-го порядка [7]. Наиболее продолжительным по времени в численных расчетах было вычисление поля диполь-дипольного взаимодействия (4). Время расчетов росло как  $N^2$ , так как в случае диполь-дипольного взаимодействия необходимо вычислять взаимодействие „всех со всеми“. С учетом производительности применяемых для расчетов компьютеров число частиц, которое использовалось, было  $N \leq 64$ . Полное число частиц в ансамбле  $N = N_1^3$ , где  $N_1$  — число частиц, расположенных на одной грани кубической сверхрешетки.

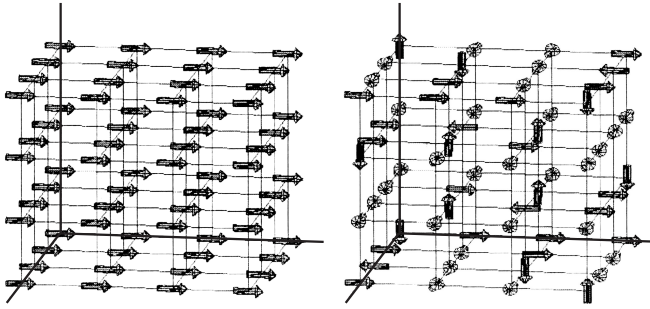
Во всех вычислениях принимались значения отношения констант анизотропии  $K_2/K_1 = -0.5$ , параметра  $M^2/2K_1 = 9$ , параметра затухания  $\alpha = 0.01$  (такие значения приведенных параметров соответствуют реальным ферритам, например марганец-цинковой шпинели при комнатной температуре). Начальным условием при всех расчетах считалось квазипараллельное равновесное состояние, являющееся результатом релаксации из состояния, в котором намагниченности всех частиц параллельны оси  $x$ . Радиочастотное внешнее магнитное поле линейной поляризации бралось параллельно оси  $y$ , а приведенная длительность радиоимпульса  $\tau^* = 20$ . Этого времени достаточно для необходимой релаксации динамики колебаний вектора намагниченности частиц.

## Изменение магнитной структуры ансамблей частиц

Векторное поле намагниченности ансамбля однодоменных частиц может быть описано его магнитной структурой. Равновесное состояние магнитной структуры может быть определено как асимптотическое (при  $t \rightarrow \infty$ ) решение уравнения (3) в отсутствие переменного внешнего поля. Это состояние соответствует одному из минимумов полной энергии ансамбля

$$U_{\text{tot}} = \sum_{i=1}^N U^{(i)} V_i. \quad (5)$$

В наших предыдущих работах [1,2] было показано изменение магнитной структуры ансамбля однодоменных не взаимодействующих частиц под действием радиоимпульсов магнитного поля. Анализ численного решения уравнения (3) показывает, что изменение магнитной структуры возникает и при воздействии радиоимпульса магнитного поля на ансамбль взаимодействующих частиц (рис. 1).



**Рис. 1.** Магнитная структура ансамбля из  $N = 64$  частиц до (слева) и после (справа) воздействия на него радиопульсом поля приведенной частоты  $\omega^* = 0.7$  и амплитуды  $h^* = 0.1$ . Объемная концентрация частиц  $V/a^3 = 0.001$ .

## Порог изменения магнитной структуры

Аналогично тому, как это сделано для невзаимодействующих частиц, здесь также введем понятие порога изменения магнитной структуры, который характеризуется минимальной амплитудой высокочастотного поля  $h_p^*$  на фиксированной частоте [8], при которой наблюдается переориентация вектора намагниченности отдельных частиц. Пороговая амплитуда  $h_p^*$  зависит от поля диполь-дипольного взаимодействия, которое определяется следующим выражением [9]:

$$H_{dd} = \frac{M^2 V}{2K_1 a^3}, \quad (6)$$

где  $a$  — расстояние между двумя соседними частицами, или параметр сверхрешетки. Как видно из рис. 2, пороговая амплитуда поля  $h_p^*$ , при которой происходит изменение магнитной структуры, уменьшается с ростом значения  $H_{dd}$ . Величина  $h_p^*$  в зависимости от частоты имеет минимум, который уширяется и смещается в область высоких частот с ростом величины  $H_{dd}$ . Это явление обусловлено конкуренцией других вкладов: поля диполь-дипольного взаимодействия и поля анизотропии. Пороговая амплитуда  $h_p^*$  зависит и от полного числа частиц  $N$ , так как это вызвано ростом эффективного поля диполь-дипольного взаимодействия (4). Но эта зависимость не столь ярко выражена (рис. 3), как зависимость от величины  $H_{dd}$  (рис. 2). Таким образом, пороговая амплитуда  $h_p^*$  уменьшается с ростом полного числа частиц  $N$  или с ростом  $H_{dd}$ . Отметим, что именно при минимальном значении  $h_p^*$  можно добиться уменьшения мощности радиопульсов поля записи.

## Изменение спектра отклика от ансамбля взаимодействующих частиц

Амплитуда отклика от ансамбля взаимодействующих частиц может быть определена, как и для ансамбля невзаимодействующих частиц, при линейризации

уравнения движения (3). Если переменное поле считывания подставим в виде  $\mathbf{H}_{alt}^* = h^* \mathbf{e}_y \exp(i\omega^* t^*)$ , где  $\omega^* = \omega M / 2\gamma K_1$  — приведенная частота, а решение ищем в виде  $\mathbf{m}_j = \mathbf{m}_{j0} + \mathbf{m}_{j1} \exp(i\omega^* t^*)$  и не учитываем собственные затухающие колебания, то линейризованное уравнение (3) будет иметь следующий вид:

$$i\omega^* \mathbf{m}_{j1} = -[\mathbf{m}_{j1} \times \mathbf{H}_{eff0}^{*(j)}] - [\mathbf{m}_{j0} \times \mathbf{H}_{alt}^{*(j)}] + \alpha[\mathbf{m}_{j0} \times i\omega^* \mathbf{m}_{j1}], \quad j \in [1, N], \quad (7)$$

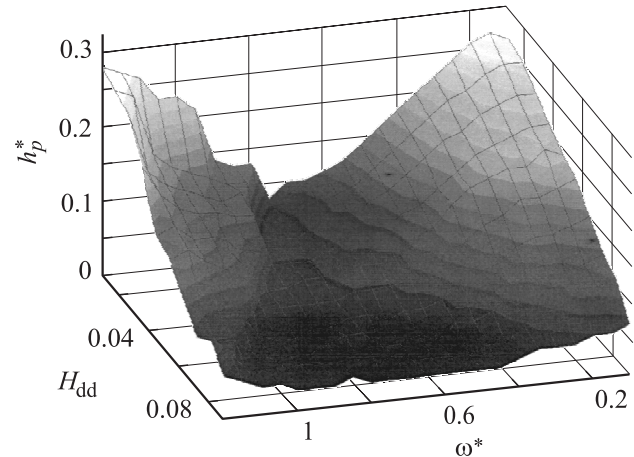
где  $\mathbf{H}_{alt}^{*(j)}$  — эффективное переменное поле, действующее на  $j$ -ю частицу, определяемое следующим образом:

$$\mathbf{H}_{alt}^{*(j)} = h\mathbf{e}_y + \sum_{l \neq j} \frac{M^2 V_l}{2K_1 r_{jl}^3} \left( \mathbf{m}_{l1} - 3 \frac{\mathbf{r}_{jl}(\mathbf{m}_{l1} \mathbf{r}_{jl})}{r_{jl}^2} \right). \quad (8)$$

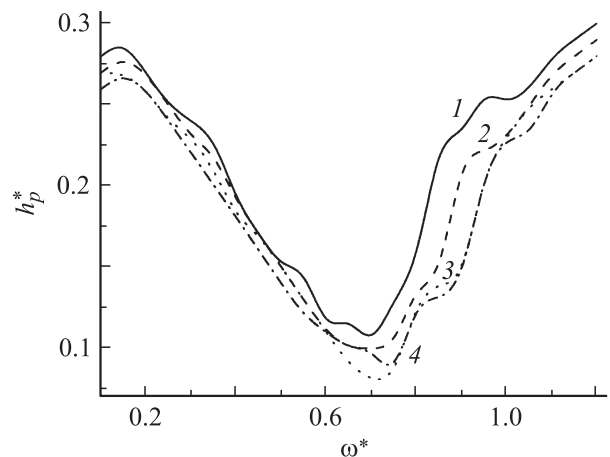
Система уравнений (7) состоит из  $3N$  линейных алгебраических уравнений вида

$$(\mathbf{A} - i\omega^* \mathbf{E})\mathbf{X} = \mathbf{b}, \quad (9)$$

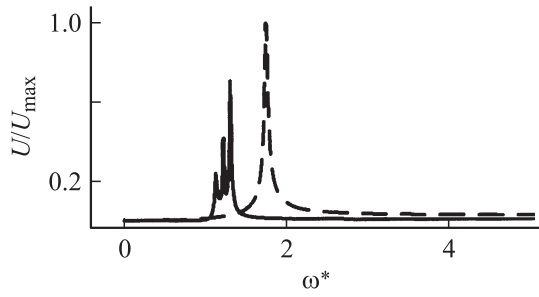
где  $\mathbf{A}$  — матрица постоянных коэффициентов с размерностью  $3N \times 3N$ ;  $\mathbf{b}$  — вектор правой части размерно-



**Рис. 2.** Зависимость пороговой амплитуды  $h_p^*$  от частоты  $\omega^*$  и величины поля  $H_{dd}$  для ансамбля из  $N = 64$  частиц.

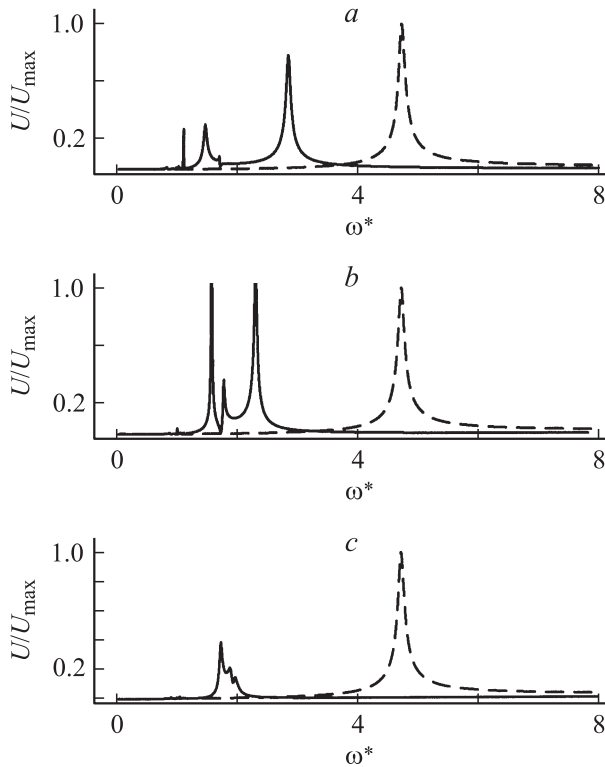


**Рис. 3.** Зависимость величины  $h_p^*$  от приведенной частоты  $\omega^*$  и полного числа частиц  $N$ : 1 — 1, 2 — 8, 3 — 27, 4 — 64.



**Рис. 4.** Спектр откликов от ансамбля из  $N = 64$  частиц до (пунктир) и после (сплошная кривая) воздействия радиоимпульса поля записи с частотой  $\omega_{\text{rec}}^* = 0.7$  при  $H_{\text{dd}} = 0.009$ .

смещаясь в область низких частот с возникновением слабого расщепления основного пика (рис. 4). При увеличении параметра  $H_{\text{dd}}$  расщепление пика в спектре отклика увеличивается (рис. 5–7). При  $H_{\text{dd}} = 0.045$  проявляются три основных пика на частотах  $\omega^* \approx 1, 1.9$  и 3. Относительная амплитуда  $U/U_{\text{max}}$  (далее просто амплитуда) первого пика (при  $\omega^* \approx 1$ ) увеличивается с ростом частоты  $\omega_{\text{rec}}^*$  поля записи (рис. 5). Амплитуда второго пика (при  $\omega^* \approx 1.9$ ) с ростом частоты  $\omega_{\text{rec}}^*$  вначале растет (рис. 5, *a, b*), а затем уменьшается (рис. 5, *b, c*). Третий пик с ростом частоты  $\omega_{\text{rec}}^*$  вначале растет и смещается в область низких частот (рис. 5, *a, b*), а потом исчезает (рис. 5, *c*). При  $H_{\text{dd}} = 0.09$  проявляются четыре основных пика в отклике после изменения магнитной структуры, три из которых почти сливаются при частоте  $\omega_{\text{rec}}^* = 0.6$ . Первый пик (при  $\omega^* \approx 1$ ) практически не виден на фоне остальных (рис. 6, 7), а при частотах  $\omega_{\text{rec}}^* = 0.9$  и 1 он исчезает (рис. 6, *b, c*). Второй пик (при  $\omega^* \approx 2$ ) с ростом частоты  $\omega_{\text{rec}}^*$  вначале растет до частоты  $\omega_{\text{rec}}^* = 0.8$  (рис. 6, 7, *a*), а затем резко уменьшается (рис. 7, *b, c*). При дальнейшем увеличении частоты от  $\omega_{\text{rec}}^* = 1$  вновь увеличивается (рис. 7, *c, d*). Амплитуда третьего пика (при  $\omega^* \approx 2.5$ ) с ростом частоты от  $\omega_{\text{rec}}^* = 0.6$  начинает расти (рис. 6, *a–c*), затем уменьшается при частотах  $\omega_{\text{rec}}^* \geq 0.8$  (рис. 6, *d*), и далее

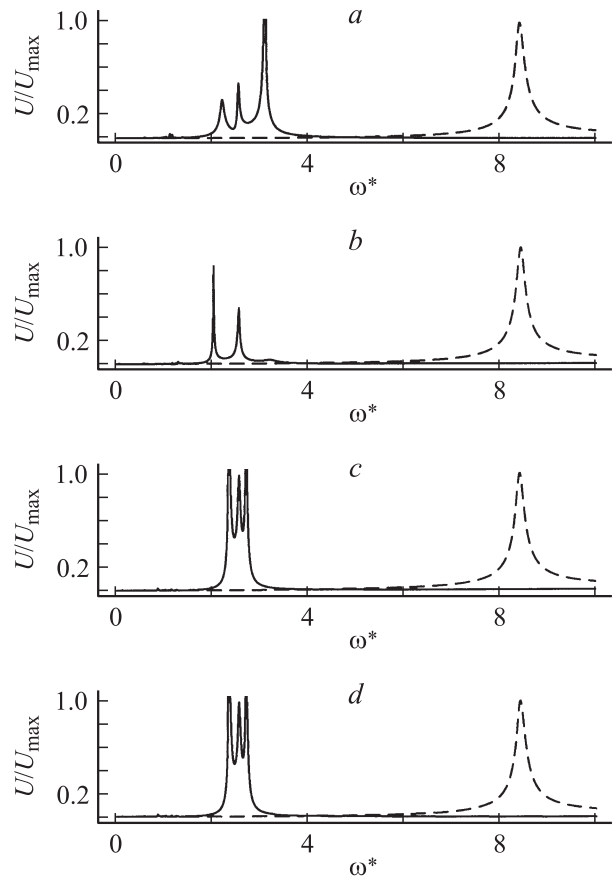


**Рис. 5.** То же, что и для рис. 4; *a* — 0.6, *b* — 0.7, *c* — 0.8 при  $H_{\text{dd}} = 0.045$ .

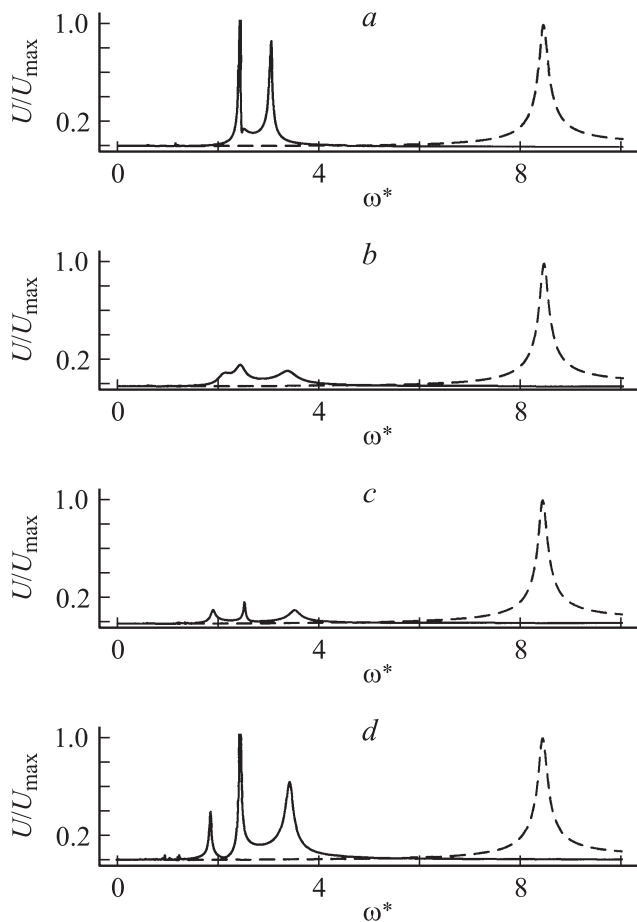
стью  $3N$ . Матрица **A** и вектор правой части **b** однозначно определяются из уравнений (7). Вектор коэффициентов компонент намагниченности **X** может быть представлен в виде

$$\mathbf{X} = \begin{pmatrix} \vdots \\ m_{j1x} \\ m_{j1y} \\ m_{j1z} \\ \vdots \end{pmatrix}. \quad (10)$$

При малых значениях  $H_{\text{dd}}$ , поле воздействия радиоимпульсов поля записи, спектр отклика изменяется,



**Рис. 6.** То же, что и для рис. 4; *a* — 0.4, *b* — 0.5, *c* — 0.6, *d* — 0.7 при  $H_{\text{dd}} = 0.09$ .



**Рис. 7.** То же, что и для рис. 4;  $a$  — 0.8,  $b$  — 0.9,  $c$  — 1.0,  $d$  — 1.1 при  $H_{\text{dd}} = 0.09$ .

вновь растет (рис. 7). Пик на частоте  $\omega^* \approx 3$  с ростом частоты  $\omega_{\text{rec}}^*$  вначале уменьшается (рис. 6,  $a, b$ ), а затем растет (рис. 6,  $b, c$ ), затем вновь уменьшается (рис. 6,  $c, d$ , 7,  $a-c$ ), после чего вновь резко возрастает (рис. 7,  $c, d$ ), т. е. наблюдаются осцилляции амплитуды этого пика в зависимости от частоты  $\omega_{\text{rec}}^*$ .

Таким образом, в отличие от ансамблей невзаимодействующих частиц [2], изменения в отклике не столь выражены, так как в этом случае изменение спектра отклика приходится на большой интервал частот. Анализ спектров откликов показывает, что поскольку с увеличением параметра взаимодействия  $H_{\text{dd}}$  увеличивается расщепление в спектре отклика ансамбля взаимодействующих частиц, то этот эффект можно использовать для записи информации. При этом спектр отклика отображает некий образ ансамбля магнитных частиц, несущего информацию. Поскольку изменяется форма спектра отклика от ансамблей частиц при записи, то это явление можно использовать при создании накопителей информации, основанных на частотном принципе записи—считывания, а также при разработке частотных преобразователей СВЧ- и микроэлектроники.

## Выводы

В данной работе выявлены области частот и амплитуд переменных полей, в которых наблюдается критическое поведение вектора намагниченности ансамбля взаимодействующих однодоменных частиц при действии на них мощного радиоимпульсного магнитного поля, т. е. решена задача критического поведения ансамбля взаимодействующих однодоменных магнитных частиц. Показано, что наличие нелинейной динамики намагниченности однодоменных взаимодействующих частиц в ансамблях под действием мощных радиоимпульсов поля приводит к изменению магнитной структуры ансамбля. Это явление носит пороговый характер. Зависимости пороговой амплитуды, при которой происходит изменение магнитной структуры, от частоты воздействия поля аналогичны зависимостям амплитуды порога возбуждения нелинейного ФМР от частоты [10]. Это свидетельствует о корректности расчетов, выполненных в работе. Выявлено, что наиболее эффективная переориентация вектора намагниченности происходит при амплитудах переменного магнитного поля, соизмеримого с полем анизотропии этих частиц. Магнитная структура ансамбля частиц в основном определяет амплитуду и форму спектра отклика, возникающего после воздействия слабого радиоимпульсного поля. Поэтому можно утверждать, что любое изменение магнитной структуры ансамбля частиц приводит к преобразованию спектра отклика. В случае невзаимодействующих частиц явление изменения магнитной структуры проявляется наиболее ярко и может быть использовано для создания носителей информации. В случае взаимодействующих частиц изменения в отклике находятся в сложной нелинейной зависимости от частоты и амплитуды поля записи, хотя в некоторых случаях имеется и линейная зависимость в трансформациях спектра отклика от амплитуды и частоты поля записи. Тем не менее приведенные результаты исследований спектров для ансамбля взаимодействующих наночастиц свидетельствуют о возможности использования их в качестве носителя информации. Однако для увеличения удельной плотности записи и эффективного считывания информации требуются дальнейшие исследования трансформации спектров, происходящих после процесса записи, а также исследования по определению связи их с изменением магнитной структуры ансамбля.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 06-02-17302.

## Список литературы

- [1] Котов Л.Н., Носов Л.С. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 20. С. 38–42.
- [2] Котов Л.Н., Носов Л.С. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 10. С. 55–60.
- [3] Голдин Б.А., Котов Л.Н., Зарембо Л.К., Карпачев С.Н. Спин-фононные взаимодействия в кристаллах (ферритах). Л.: Наука, 1991. 148 с.

- [4] Шутилов В.А., Аджинкович И.Е., Котов Л.Н., Комашня В.Л. Запоминающий элемент. А.с. СССР. № 1332379. кл. G11C11/16. БИ. 1987. №31.
- [5] Thirion C., Wernsdorfer W., Mainly D. Switching of magnetization by non-linear resonance studied in single nanoparticles. arXiv:cond-mat/0409502. – 2004. – <http://arXiv.org/cond-mat/0409502>.
- [6] Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 464 с.
- [7] Бордовицина Т.В. Современные численные методы в задачах небесной механики. М.: Наука, 1984. 136 с.
- [8] Носов Л.С., Котов Л.Н., Асадуллин Ф.Ф. // Магнитные фазовые переходы. Тр. VII Междунар. семинара. Махачкала, 2005. С. 37–40.
- [9] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 623 с.
- [10] Моносов Я.М. Нелинейный ферромагнитный резонанс. М.: Наука, 1971. 210 с.